弥散核燃料芯体等效弹性性质数值模拟研究

于浩琦 [1,2]，龚辛 [3]，丛腾龙 [1*]，严锦泉 [3]，叶臣 [3]，顾汉洋 [2,4]
1（核电安全技术与装备全国重点实验室，上海交通大学，上海，200240）
2（核科学与工程学院，上海交通大学，上海，200240）
3（上海核工院研究设计院有限公司，上海，200233）
4（核动力系统与装备教育部重点实验室，上海交通大学，上海，200240）

摘要：弥散型燃料弹性性能是反应堆安全分析和燃料元件性能评估中的重要参数。将弥散型核燃料元件视为一种特殊的颗粒复合材料，采用细观力学的方法，对芯体等效弹性性质进行计算。采用通用有限元软件ABAQUS，假设燃料颗粒在芯体中周期性分布，建立有限元计算模型。选取具有代表性的体积元作为研究对象，建立了热-力-裂变气体迁移耦合分析方法，计算得到芯体的等效弹性性能，分析比较了颗粒的体积含量、颗粒大小和燃耗对弥散型核燃料等效弹性性质的影响。研究结果表明,影响芯体等效弹性性质的主要因素是颗粒体积与燃耗。

关键词：弥散核燃料；有限元法；等效弹性性质；均匀化方法
中图分类号：TL341

Numerical Simulation on the Equivalent Elastic Properties of the Dispersion Nuclear Fuel

YU Hao-Qi[1,2]，GONG Xin[3]， CONG Teng-Long[1*]，YAN Jin-Quan[3]，YE Chen[3]，GU Han-Yang[2,4]
1(*State Key Laboratory of Nuclear Power Safety Technology and Equipment, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)
2(*School of Nuclear Science and Engineering, Shanghai Jiaotong University, Shanghai, 200240, China)*
3(*Shanghai Nuclear Engineering Research and Design Institute Co., Ltd., Shanghai 200233, China)*
4(*Key Laboratory of Nuclear Power Systems and Equipment Ministry of Education, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)*

Abstract：**[Background]**:The elastic properties of dispersed fuel serve as crucial parameters in the safety analysis of reactors and the performance assessment of fuel components.**[Purpose]**:This study considers dispersed nuclear fuel elements as a special type of particulate composite material and employs micromechanics methods to calculate the equivalent elastic properties of the fuel element.**[Methods]**:Using the universal finite element software ABAQUS and user-defined subroutines, assuming the periodic distribution of fuel particles in the core, a finite element calculation model is established. A representative volume element was selected as the research object, and a thermal mechanical fission gas migration coupling analysis method was established to calculate the equivalent elastic performance of the core. **[Results]**: The equivalent elastic properties of the fuel element were determined. The effects of particle volume content, particle size, and burnup on the equivalent elastic properties of dispersed nuclear fuel were analyzed and compared. **[Conclusions]**: The results indicate that the main factors influencing the equivalent elastic properties of the fuel element are particle volume and burnup.

Key words: Dispersed nuclear fuel；Finite element method；Equivalent elastic properties；Unification method

弥散核燃料元件是核反应堆中使用的固体核燃料，其构造类似于颗粒复合材料，由可裂变材料（如铀或钚的化合物等）作为燃料颗粒分散在金属、陶瓷或石墨等惰性基体中，包壳由金属合金制成[1]。弥散燃

基金名称项目:资助国家自然科学基金项目（12135008，12375171）；上海市自然科学基金项目（23ZR1428300）
第一作者：于浩琦，女，2000 年出生，2022 年于哈尔滨工程大学大学获学士学位，研究领域核燃料性能分析
通讯作者：*丛腾龙，E-mail：tlcong@sjtu.edu.cn
收稿日期：20XX-00-00，修回日期：20XX-00-00

料也被称作惰性基体燃料（IMF）[2]，其采用的基体与包壳的中子捕获界面较小且不容易与冷却剂发生化学反应。根据燃料元件形状不同，弥散燃料分为棒状和板状两种形式[3]。

与传统的棒状燃料相比，弥散燃料具有良好的导热性能，可以使反应堆达到更大的燃耗，并且由于燃料颗粒被基体束缚，其具有抑制燃料肿胀、包容裂变碎片、防止裂变产物泄漏等优点，可以提高反应堆的安全性[4,5]。因此，在研究试验堆和核动力堆中，弥散燃料得到了广泛应用，且在第四代先进核能系统中具有良好的发展前景[6,7]。在反应堆苛刻的运行环境下，燃料颗粒产生大量的固体和气体裂变产物，导致燃料颗粒的辐照膨胀，对弥散型核燃料元件堆内的力学性能有很大的影响[8]。为了评估弥散型燃料元件的寿命和优化其微观结构，需要研究和评估上述辐照效应对其堆内力学行为的影响。

弥散型燃料元件的实验研究是一项费时且成本高昂的工作，难以进行实时观测，在优化设计中很难对各种参数进行试验。因此，除了相关的实验研究外，通过建立燃料元件或堆内组件的理论模型和数值模拟手段对堆内行为的演化进行预测，在解释实验结果和优化设计方面越来越重要[9]。在对弥散燃料进行计算的过程中，由于其计算尺度跨度大，大部分仅在宏观、细观两个尺度进行研究。若仅在细观尺度对几个燃料颗粒进行研究，无法获得整个元件或组件服役和失效行为；若对整个元件进行直接建模分析，虽然理论上可以获得元件行为，但是直接建模的代价太大。因此，需要建立和发展等效模型使通过细观尺度的研究得到宏观尺度的性能。Coulson[10]对 UMo/Al 弥散燃料元件进行了数值模拟，考虑了燃料颗粒的随机分布，建立了边长为 0.3mm 的三维有限元模型，得出了不同颗粒体积含量下的等效热传导率，但未考虑元件内的力学行为。姜馨[11]对陶瓷燃料颗粒 Zr 基弥散燃料元件进行了研究，分别以体心立方、面心立方与随机分布的晶胞建立了有限元模型，将燃料芯块进行均匀化处理，得到等效芯块的热传导系数、热膨胀系数和弹性性质，未计算其等效辐照肿胀以及辐照肿胀带来的影响。蔡维[12]利用细观计算力学方法，对包含 1/8 燃料颗粒的有限元模型进行分析，考虑了颗粒的辐照肿胀与基体的辐照硬化现象，分析了颗粒大小和颗粒体积含量对燃料元件等效辐照肿胀的影响。以上研究通过细观方法分别建立颗粒及基体真实结构模型并进行辐照力学分析，所用的辐照肿胀模型为基于传统棒状 UO_2 燃料堆内数据的半经验性质肿胀模型，难以考虑微细观尺度裂变气体释放及其对肿胀影响机理。

本文利用复合材料细观力学理论，假设燃料颗粒呈周期性简单立方分布，选取代表性体积元（RVE）作为研究对象，该单元既能模拟芯体内应力应变场又能模拟宏观应变。除了考虑金属基体辐照硬化效应外，还考虑了燃料颗粒的辐照肿胀，其中燃料颗粒肿胀模型为基于裂变气体肿胀的机理模型。基于上述辐照效应建立了热-力-裂变气体迁移耦合分析方法。同时，分析了颗粒大小、颗粒体积含量和燃耗对等效弹性性质的影响。

1 有限元模型

1.1 有限元几何模型

与蔡维所采用有限元模型相同[12]，考虑一个无限大的弥散核燃料，假设燃料颗粒在基体中呈简单立方分布。认为整个弥散核燃料由代表性体积元在空间中周期性排列构成，利用其周期性和实际几何形状从芯体中选择代表性体积元。由于代表性体积元包含了燃料芯体所有的微观结构信息，可以用它来代替整个燃料芯体，研究其等效弹性性能。代表性体积元位于无限大复合燃料芯体中，当芯体受到均匀的远场位移边界时，为保证相邻代表性体积元变形的协调，代表性体积元的位移应满足周期性边界条件。根据对称性，随着燃耗的发展，代表性体积元边界保持为平面。考虑到代表性体积元结构和载荷的对称性，选取 1/8 代表性体积元作为有限元模型进行分析。

为计算分析燃料颗粒体积含量与颗粒大小变化对芯体等效弹性性质的影响，本文假设燃料颗粒与金属基体间是完美结合的[11,12]，分别针对不同的颗粒体积含量（10%、15%、20%、25%、30%）和不同的颗粒直径（0.02mm、0.05mm、0.08mm）建立了有限元模型。

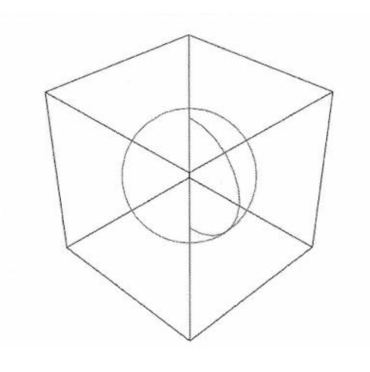


图 1 代表性体元示意图

Fig.1 Representative Volume Element

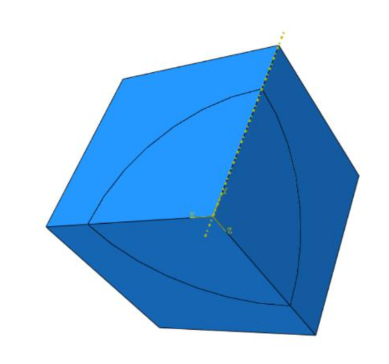


图 2 有限元几何模型

Fig.2 Finite Element Geometric Model

1.2 边界条件

弥散核燃料芯体的等效弹性性能需通过基于有限元模型的单轴拉伸模拟计算针对图 2 所施加的位移边界条件如下：

1） 分别对 x=L、y=L 和 z=L 三个面施加节点位移约束方程，使其始终保持为平面；

2） 对 x=0、y=0 和 z=0 三个面施加对称边界条件。

根据载荷的不同分为两个时间步：

第一个时间步相当于一个虚拟的辐照，颗粒辐照肿胀导致颗粒与基体有初始的应力应改变分布，该时间步计算考虑裂变气体迁移的影响。

第二个时间步相当于一个虚拟的数值拉伸试验，在 Z=L 面上施加沿 Z 轴方向的位移载荷，将整个载荷分为 100 步加载，获得 100 个数据点。该时间步为力学场计算，不考虑颗粒辐照肿胀，不进行裂变气体迁移计算。

1.3 材料参数

1.3.1 燃料颗粒材料属性

UO_2 燃料颗粒的弹性模量和泊松比采用下式计算[13]：

$$E = 2.26\times10^{11}\left[1-1.131\times10^{-4}\left(T-273.15\right)\right]\left[1-2.62\left(1-D\right)\right] \tag{1}$$

$$\nu = 0.316 \tag{2}$$

式中，E 为 UO_2 燃料颗粒的弹性模量，单位 N/m^2；T 表示温度，单位 K；D 为颗粒的理论密度

（92%-98%）；ν为泊松比。

燃料颗粒的辐照肿胀引起的总的体积变化率分为固态裂变产物引起的体积变化率和气态裂变产物引起的体积变化率。裂变产物的积累过程受燃耗、温度和应力等因素影响能够呈现不同的特征，燃料体积也随之增加。气态裂变产物在燃料晶粒内产生、扩散并释放，形成了晶粒内和晶粒间的气泡，气泡的积累使燃料颗粒发生宏观尺度的气态肿胀。

裂变气体在晶内的扩散满足一维球坐标下的扩散方程：

$$\frac{\partial C_t}{\partial t}=D_{eff}\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial C_t}{\partial r}\right)+\beta \tag{3}$$

其中C_t为单位体积内总的晶内气体原子体数；D_{eff}为有效扩散系数；r为球形晶粒的径向坐标；β为气体原子的生成率，单位为$m^{-3}s^{-1}$。D_{eff}的计算采用 TRANSURANUS 中的模型[14]，该模型中将晶内气泡考虑为一种特殊的缺陷，一方面会对裂变气体原子有捕获作用，另一方面由于裂变碎片的撞击导致的晶内重溶效应也会使得部分裂变气体原子重溶回晶内。记晶内气泡对裂变气体原子的捕获率为 g，晶内重溶率为 b，裂变气体原子的晶内扩散速率为 D_s，气泡在晶内的扩散速率为 D_b，则有效扩散系数的计算公式为：

$$D_{eff}=\frac{b}{g+b}D_s+\frac{g}{g+b}D_b \tag{4}$$

其中$\frac{b}{g+b}$表示以单个气体原子形式参与扩散的裂变气体原子份额，$\frac{g}{g+b}$表示存在与气泡中跟随气泡的扩散参与扩散的裂变气体原子份额。

晶界气泡通过吸收裂变气体原子和空位而长大[15]，晶界气泡的生长速率可表示为：

$$\frac{dV_{gf}}{dt}=\omega\frac{dn_g}{dt}+\Omega_{gf}\frac{dn_v}{dt} \tag{5}$$

式中，$\frac{dn_g}{dt}$表示晶界气泡吸收裂变气体原子的速率；ω表示裂变气体原子的范德瓦尔斯体积；$\frac{dn_v}{dt}$表示晶界气泡吸收空位的速率；Ω表示单个空位所占的体积。

可以根据裂变气体原子的速率与气泡空位的变化速率来计算气泡的生长速率，即包含 n_g 个裂变气体原子，n_v 个空位的气泡体积：

$$V_{gf}=n_g\omega+n_v\omega_{gf} \tag{6}$$

式中，V_{gf}为晶界气泡体积，单位为 m^2；n_g为晶界中裂变气体原子数；ω为裂变气体原子的范德瓦尔斯体积；n_v为晶界中的空位数；ω_{gf}为气泡中单个空位所占的原子体积。

根据气泡体积可知气泡的曲率半径为：

$$R_{gf}=\left(\frac{3V_{gf}}{4\pi\varphi(\theta)}\right)^{1/3} \tag{7}$$

其中θ为气泡的半二面角：$\varphi(\theta)=1-1.5\cos\theta+0.5\cos^2\theta$

晶界气泡的聚合会导致气泡长大，晶界上总的气泡数量减少。假设气泡聚合过程中单位面积上的气泡总体积守恒，聚合过程中单位面积的气泡数量N_{gf}减少，而气泡总体积保持不变，因此气泡增长导致气泡投影面积增加，由于晶界聚合导致的晶界气泡减少速率为：

$$\frac{dN_{gf}}{dt}=\frac{6N_{gf}^2}{3+4N_{gf}A_{gf}}\frac{dA_{gf}}{dt} \tag{8}$$

式中，N_{gf}为单位面积上的晶界气泡数量，单位为 m^{-2}；A_{gf}为晶界气泡在晶界上的平均投影面积，单位为 m^2。

裂变气体释放根据晶界气泡饱和进行计算，考虑气泡聚合与裂变气体释放共同作用下的单位面积的晶界上气泡的数量N_{gf}与气泡投影面积A_{gf}之间的关系为：

$$\begin{cases}\dfrac{dN_{gf}}{dt}=\dfrac{6N_{gf}^2}{3+4N_{gf}A_{gf}}\dfrac{dA_{gf}}{dt} & F_c<F_{c,sat}\\ \dfrac{dN_{gf}}{dt}=-\dfrac{N_{gf}}{A_{gf}}\dfrac{dA_{gf}}{dt} & F_c=F_{c,sat}\end{cases} \tag{9}$$

其中$F_{c,sat}$为气泡在晶界上的饱和投影面积。

晶界气泡肿胀为：

$$\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{gf}=\frac{1}{2}\frac{N_{gf}}{(1/3)r_{gr}}\left(\frac{4}{3}\pi R_{gf}^3\varphi(\theta)\right) \tag{10}$$

对于固态的 UO_2 芯块，辐照后的由固态裂变产物导致的体积变化率采用 MATPRO 中的模型：

$$S_S=2.5\times10^{-29}B_S \tag{11}$$

其中B_S为某时间段内燃耗的增加量（fissions/m^3）。

1.3.2 金属基体材料性能

锆合金的弹性模量和泊松比采用如下模型[13]：

$$E=\left(1.088\times10^{11}-5.475\times10^7T+K_1+K_2\right)/K_3 \tag{12}$$

式中，E为锆合金的弹性模量，单位 N/m^2；T 表示温度，单位为 K；K_1为氧化造成的修正因子；K_2为冷加工造成的修正因子；K_3为快中子注量造成的修正因子。锆合金的泊松比ν取为常数 0.3。

各项的具体计算公式如下：

$$\begin{aligned}K_1&=\left(6.61\times10^{11}+5.921\times10^8T\right)\Delta\\ K_2&=-2.6\times10^{10}C\\ K_3&=0.88+0.12\times\exp\left(-\frac{\phi}{10^{25}}\right)\end{aligned} \tag{13}$$

上述各式中，T 表示温度，单位为 K；C 为冷加工（无量纲区域的比值）；ϕ为快中子注量，单位 n/m^2。

锆合金蠕变采用 FEMAXI[16]中的模型：

$$\varepsilon = K\phi\left(\sigma + Be^{C\sigma}\right)\exp\left(-\frac{10000}{RT}\right)t^{-0.5} \tag{14}$$

式中，$K = 5.129\times10^{-29}$；$B = 7.252\times10^{2}$；$C = 4.967\times10^{-8}$；$R = 1.987$；ε 为蠕变应变率，单位为 s^{-1}；ϕ 为快中子注量率，单位 $n/m^2/s$；σ 表示应力，单位为 Pa；T 表示温度，单位为 K；t 表示时间，单位为 s。

锆合金辐照硬化塑性曲线用如下模型计算[17]：

$$\sigma = K\varepsilon^{n}\left(\frac{\varepsilon}{10^{-3}}\right)^{m} \tag{15}$$

其中，σ,ε 分别表示真有效应力和真有效应变；ε 为真应变率，单位为 s^{-1}；K 为强度系数；n 为应变硬化系数；m 为应变速率敏感指数。上述关系式中 K 的计算公式如下所示：

当 $T\le 730K$ 时，

$$K = 1.0884\times10^{9} - 1.0571\times10^{6}T \tag{16}$$

$730 < T < 900K$ 时，

$$\begin{aligned} &K = A_1 + T\left[A_2 + T\left(A_3 + A_4T\right)\right]\\ &A_1 = -8.152540534\times10^{9}, A_2 = 3.368940331\times10^{7}\\ &A_3 = -4.317334084\times10^{4}, A_4 = 1.769348499\times10^{1} \end{aligned} \tag{17}$$

$900\le T$ 时，

$$K = \exp\left(8.755 + \frac{8663}{T}\right) \tag{18}$$

应变硬化指数 n 采用如下公式计算：

当 T<850K 时，

$$n = -1.86\times10^{-2} + T\left[7.110\times10^{-4} - 7.721\times10^{-7}T\right] \tag{19}$$

当 $T\ge 850K$ 时，

$$n = 0.027908 \tag{20}$$

应变速率指数 m 采用如下模型：

当 $T\le 730K$ 时，

$$m = 0.02 \tag{21}$$

当 730K<T<900K 时，

$$\begin{aligned} &m = A_5 + T\left[A_6 + T\left(A_7 + A_8T\right)\right]\\ &A_5 = 2.063172161\times10^{1}, A_6 = -7.704552983\times10^{-2}\\ &A_7 = 9.504843067\times10^{-5}, A_8 = -3.860960716\times10^{-8} \end{aligned} \tag{22}$$

当 $900\le T\le 1090K$ 时，

$$m = -6.47\times10^{-2} + 2.203\times10^{-4}T \tag{23}$$

2 数值模拟方法

为对弥散核燃料芯体的等效弹性性质进行计算，模型根据载荷的不同，需将时间步分为 2 步。针对前文所给出的材料性能，通过 ABAQUS 用户自定义子程序 UMAT 对材料参数进行模拟。UMAT 子程序当中，需要根据增量步起始时刻的应力应变状态及增量步中总应变增量，对增量步结束时刻的应力、应变状态及一些状态变量进行更新，即需要根据三维大变形增量本构关系建立应力更新算法。

2.1 三维增量本构关系

对于一个典型的增量步$\left[t,\ t+\Delta t\right]$，某一积分点的温度由$T$升至$T+\Delta T$，在旋转坐标系下，增量步起始时刻的柯西应力$\sigma_{ii}^{t}$与该时刻的弹性应变$\varepsilon_{ii}^{e(t)}$满足:

$$\sigma_{ij}^{t}=2G(T,t)\varepsilon_{ij}^{e(t)}+\lambda(t,T)\varepsilon_{kk}^{e(t)}\delta_{ij} \tag{24}$$

增量步终止时刻的柯西应力与该时刻的弹性真应变满足:

$$\sigma_{ij}^{t+\Delta t}=2G\left(T+\Delta T,t+\Delta t\right)\varepsilon_{ij}^{e(t+\Delta t)}+\lambda\left(t+\Delta t,T+\Delta T\right)\varepsilon_{kk}^{e(t+\Delta t)}\delta_{ij} \tag{25}$$

其中，$\sigma_{ii}^{t+\Delta t},\varepsilon_{ii}^{e(t+\Delta t)}$为增量步终止时刻的柯西应力与对数形式弹性应变；$G\left(T+\Delta T,t+\Delta t\right)$和$\lambda\left(t+\Delta t,T+\Delta T\right)$为拉梅常数。

因此该增量步内的应力增量可表示为:

$$\Delta\sigma_{ij}=2G\left(t+\Delta t,T+\Delta T\right)\Delta\varepsilon_{ij}^{e}+\lambda\left(t+\Delta t,T+\Delta T\right)\Delta\varepsilon_{kk}^{e}\delta_{ij}+\Delta\sigma_{ij}^{0} \tag{26}$$

其中，$\Delta\sigma_{ii}^{0}=2\Delta G\varepsilon_{ii}^{e(t)}+\Delta\lambda\varepsilon_{kk}^{e(t)}\delta_{ii}$与增量步初始时刻的弹性应变有关，为已知量。

2.2 应力更新算法

对于基体材料，考虑其辐照硬化塑性及辐照蠕变效应，有：

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{e}=\Delta\varepsilon_{ij}^{total}-\Delta\varepsilon_{ij}^{cr}-\Delta\varepsilon_{ij}^{p} \tag{27}$$

式中，$\Delta\varepsilon_{ii}^{total}$为总应变增量，为已知量；$\Delta\varepsilon_{ii}^{cr}$和$\Delta\varepsilon_{ii}^{p}$分别为蠕变应变增量和等效塑性应变增量。

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{cr}=\frac{3s_{ij}^{t+\Delta t}}{2\overline{\sigma}^{t+\Delta t}}\Delta\overline{\varepsilon}^{cr}(\overline{\sigma}^{t+\Delta t},t+\Delta t,T+\Delta T) \tag{28}$$

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{P}=\frac{3s_{ij}^{t+\Delta t}}{2\overline{\sigma}^{t+\Delta t}}\Delta\overline{\varepsilon}^{p} \tag{29}$$

首先假设没有新的塑性应变增量产生，求得试验应力。根据 Mises 等效应力的定义$\overline{\sigma}=\sqrt{3s_{ij}s_{ij}/2}$，可得$\overline{\sigma}^{pr1}$和$\Delta\overline{\varepsilon}_{cr}$所满足的非线性方程：

$$\overline{\sigma}^{pr1}+3G\Delta\overline{\varepsilon}_{cr}\left(\overline{\sigma}^{pr1},t+\Delta t,T+\Delta T\right)=\overline{\sigma}^{pr2} \tag{30}$$

通过 Newton 迭代进行求解，当满足$\left|\frac{\delta\overline{\sigma}^{(k+1)}}{\overline{\sigma}^{(k+1)}}\right|\le 1\times10^{-6}$时，迭代收敛，可得试验应力$\overline{\sigma}^{pr1}$。

若 $\overline{\sigma}^{pr1} < \left(1+1\times10^{-6}\right)\sigma_y\left(\overline{\varepsilon_p}^t, t+\Delta t, T+\Delta T\right)$，则该增量步内没有新的塑性应变增量生成，$\sigma_y\left(\overline{\varepsilon_p}^t, t+\Delta t, T+\Delta T\right)$为根据辐照硬化模型计算得到的屈服应力。$\overline{\sigma}^{pr1}$为真实应力，由此对应力应变状态更新。

若$\overline{\sigma}^{pr1} > \left(1+1\times10^{-6}\right)\sigma_y\left(\overline{\varepsilon_p}^t, t+\Delta t, T+\Delta T\right)$，则该增量步有新的塑性应变增量生成，类似假设没有新的塑性应变增量产生的情况推导，可得$\overline{\sigma}^{t+\Delta t}$ 、$\Delta\overline{\varepsilon}_p$和$\Delta\overline{\varepsilon}_{cr}$所满足的非线性方程：

$$\overline{\sigma}^{t+\Delta t} + 3G\Delta\overline{\varepsilon}_{cr}\left(\overline{\sigma}^{t+\Delta t}, t+\Delta t, T+\Delta T\right) + 3G\Delta\overline{\varepsilon}_p = \overline{\sigma}^{pr\ 2} \tag{31}$$

由于$\left[\Delta\overline{\varepsilon}_p^{t+\Delta t}, \overline{\sigma}^{t+\Delta t}\right]$需要位于屈服面上，所以$\Delta\overline{\varepsilon}_p^{t+\Delta t}$和$\overline{\sigma}^{t+\Delta t}$满足：

$$\overline{\sigma}^{t+\Delta t} = \sigma_y\left(\overline{\varepsilon}_p^t + \Delta\overline{\varepsilon}_p, t+\Delta t, T+\Delta T\right) \tag{32}$$

同时，根据蠕变应变增量$\Delta\overline{\varepsilon}_{cr}$与$\overline{\sigma}^{pr1}$间的关系，可以得到关于等效塑性应变增量的非线性方程：

$$g\left(\Delta\overline{\varepsilon}_p\right) = \overline{\sigma}^{t+\Delta t}\left(\overline{\varepsilon}_p^t + \Delta\overline{\varepsilon}_p\right) + 3G\Delta\overline{\varepsilon}_{cr}\left(\overline{\sigma}^{t+\Delta t}\left(\overline{\varepsilon}_p^t + \Delta\overline{\varepsilon}_p\right)\right)3G\Delta\overline{\varepsilon}_p - \overline{\sigma}^{pr\ 2} = 0 \tag{33}$$

通过 Newton 迭代进行求解，当满足$\left|\dfrac{\delta\overline{\varepsilon}_p^{(k+1)}}{\overline{\varepsilon}_p^{(k+1)}}\right| \le 1\times10^{-6}$时，迭代收敛，求得等效塑性应变增量$\Delta\overline{\varepsilon}_p$，根据塑性硬化函数，可得增量步结束时刻的 Mises 应力，然后对应力应变状态进行更新。

对于燃料颗粒，考虑辐照肿胀效应，基体材料的弹性参数和塑性模型随时间而变化。对于燃料颗粒的积分点，其应力更新方法与基体材料应力更新算法类似。

3 结果与讨论

3.1 颗粒体积含量对燃料颗粒最大第一主应力的影响

不同颗粒体积含量下宏观等效应变与燃料颗粒中最大第一主应力关系如图 3 所示。可以看出，在未发生等效应变时，由于基体对颗粒肿胀起约束作用，颗粒处于受压状态因此，颗粒中的最大第一主应力为负。随着加载的进行，颗粒状态发生改变，由受压变为受拉，颗粒的最大第一主应力由负的变为正的。随着宏观等效应变的增加，颗粒的最大第一主应力的变化规律可分为 2 段：当等效应变较小时，颗粒的最大第一主应力呈线性增大；当等效应变较大时，颗粒的最大第一主应力增大规律为曲线；两者的转折点与宏观等效应力-应变曲线转折点接近，即等效芯块产生屈服时。

随着颗粒体积含量的增加，相同宏观等效应变下颗粒中的最大第一主应力逐渐增大。且颗粒体积含量越大时,颗粒体积含量的增加对颗粒中最大第一主应力的影响也越大。颗粒体积含量从 10%增加到 20%时，拉伸相对于有限元模型边长的 2%时，颗粒中的最大第一主应力从 798.4MPa 增加到 878.0MPa，增加了 79.8MPa;而颗粒体积含量从 20%增加到 30%时，颗粒中的最大第一主应力从 878.0MPa 增加到 966.2MPa，增加了 88.2MPa，增加幅度大于颗粒体积含量较低时。

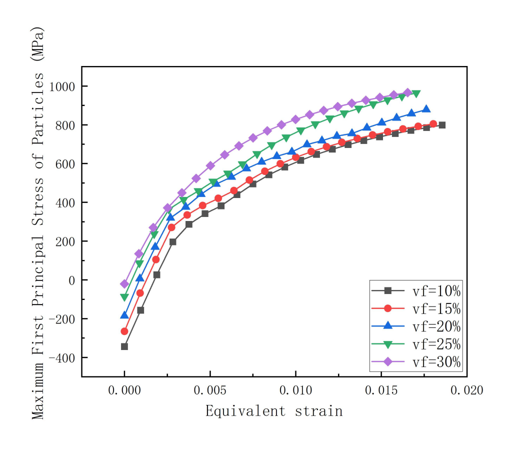


图 3　不同体积含量下的颗粒最大第一主应力

Fig.3　The Maximum First Principal Stress of Particles at Different Volume Contents

3.1　颗粒体积含量对芯体等效弹性性质的影响

在 5% FIMA 燃耗的情况下，对不同体积含量的有限元模型进行计算，得到的芯体的等效弹性模量如图 4 所示。由图可知，在相同温度下，芯体的等效弹性模量随颗粒体积含量的增加而增加。这是因为在相同温度下，燃料颗粒的弹性模量大于金属基体的弹性模量。当颗粒的体积含量每增加 5%，等效弹性模量大约增加 1.0GPa 至 3.8GPa。由于燃料颗粒和金属基体的弹性模量均随温度升高而降低，在颗粒体积含量不变的情况下，等效弹性模量会随着温度上升而减小：温度每上升 100K，等效弹性模量下降约 3.88GPa。

计算结果显示，等效泊松比的变化不大。温度上升和颗粒体积含量增加都会导致等效泊松比的略微下降，计算值在 0.328 至 0.355 之间。

等效剪切模量受温度和颗粒体积含量影响的趋势与等效弹性模量相似。在相同温度下，颗粒体积含量增大，等效剪切模量也随之增大，每增加 5%的颗粒体积含量，等效剪切模量大约增加 0.3GPa 至 1.3GPa。当颗粒体积含量保持不变时，温度上升会导致等效剪切模量下降，每升高 100℃，等效剪切模量大约下降 1.39GPa。

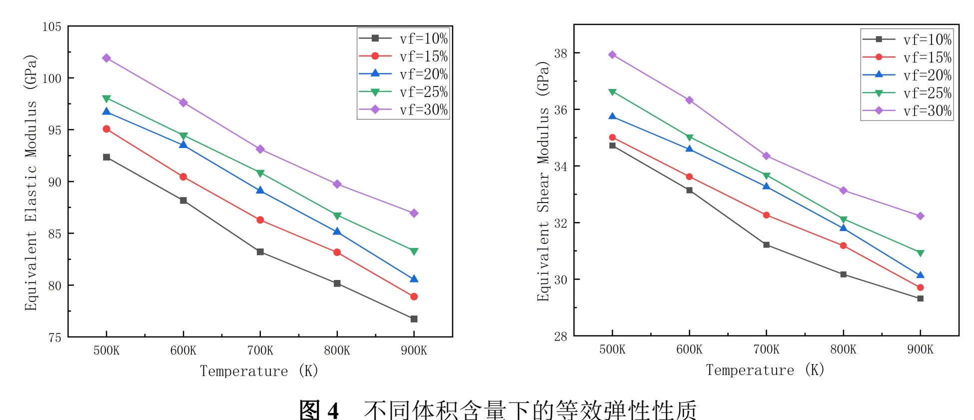


图 4　不同体积含量下的等效弹性性质

Fig.4　Effective Elastic Properties for Different Particle Volume Fractions

3.2　颗粒大小对芯体等效弹性性质的影响

在 5%FIMA 燃耗的情况下，分别针对体积含量为 15%和 30%的两种情况，建立了半径为 0.02、0.05、0.08mm 的燃料颗粒的有限元模型，并对等效弹性性质进行计算。计算结果如图 5 所示，可以看出，燃料颗粒半径的改变对等效弹性模量与等效剪切模量几乎没有影响。在相同燃耗下，不同颗粒大小的有限元模型中，颗粒和基体之间的力学相互作用虽然存在差异，但这种差异对等效弹性性质的总体贡献非常小，几乎为零，因此呈现出如图所示的结果。

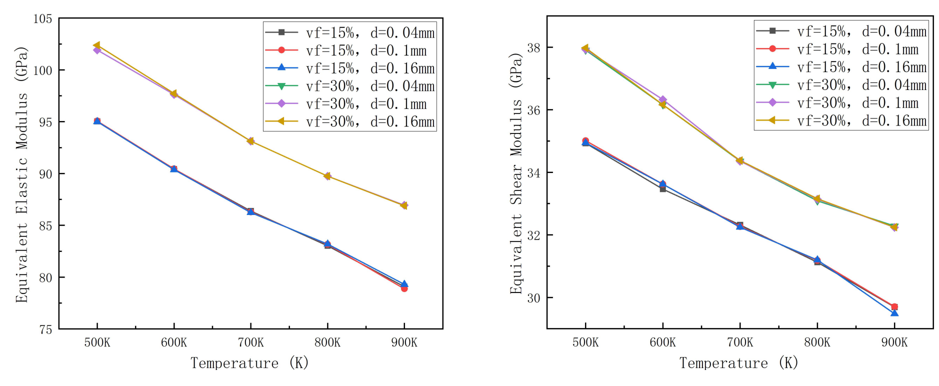


图 5　颗粒大小对等效弹性性质的影响

Fig.5　Effect of Particle Size on Equivalent Elastic Properties

3.3　燃耗对芯体等效弹性性质的影响

在颗粒体积含量为 25%的情况下，不同温度下等效弹性模量与等效剪切模量和燃耗的关系分别如图 6 所示。随着燃耗的不断加深，等效弹性模量与等效剪切模量的变化基本相同，均呈现逐渐下降的趋势。有文献表明[18]，当燃料的燃耗从 0GWd/tM 增加到 100GWd/tM 后之间，其弹性模量大约下降 25%。在本文所考虑的燃耗范围内，弹性模量下降趋势与文献基本相同。

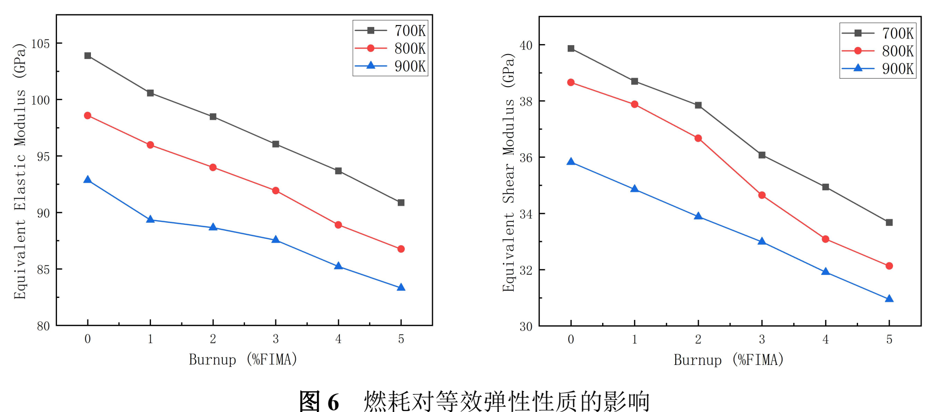


图 6　燃耗对等效弹性性质的影响

Fig.6　Effect of Burn-up on Equivalent Elastic Properties

4　结语

本文建立了对弥散型核燃料等效弹性性质进行计算模拟的有限元模型，并考虑金属基体辐照硬化效应以及燃料颗粒的辐照肿胀，建立了热-力-裂变气体迁移耦合分析方法。并对等效弹性性质进行计算，分析了燃料颗粒大小、体积含量和燃耗对芯体等效弹性性质的影响。在所考察的模型和参数范围内，得出了以下主要结论：

(1)　当颗粒体积含量不变时，随着温度的升高，等效弹性模量和等效剪切模量会下降。这是因为燃料颗粒和金属基体的弹性模量和剪切模量会随温度上升而下降。

(2)　在温度不变的情况下，由于燃料颗粒的弹性模量和剪切模量大于基体的弹性模量和剪切模量，随着燃料颗粒体积含量的增加，等效弹性模量和等效剪切模量也会增加。

(3)　在温度不变的条件下，燃料颗粒的弹性模量和剪切模量会随燃耗的增加而降低。

参考文献

1　Marques J G, Ramos A R, Kocher A. Core conversion of the Portuguese research reactor to LEU fuel [C]

2　Neeft E a C, Bakker K, Schram R P C, et al. The EFTTRA-T3 irradiation experiment on inert matrix fuels [J]. J NUCL MATER, 2003, 320(1): 106-116.DOI:10.1016/S0022-3115(03)00176-4.

3 Mcdeavitt S M, Downar T J, Solomon A A, et al. Thoria-based cermet nuclear fuel : cermet fabrication and behavior estimates [C].10.1115/ICONE10-22317.

4 Raftery A M, Seibert R L, Brown D R, et al. Fabrication of UN-Mo CERMET Nuclear Fuel Using Advanced Manufacturing Techniques [J]. Nuclear technology, 2021, 207(6): 815-824.DOI:10.1080/00295450.2020.1823187.

5 Smith C A, Miller B D, Keiser D, et al. Microstructural response of the fuel phase in U-7Mo dispersion fuel irradiated at different powers [J]. Journal of nuclear materials, 2020, 542(C): 152481.DOI:10.1016/j.jnucmat.2020.152481.

6 B. V D L. Evaluation of the mechanical behavior of a metal-matrix dispersion fuel for plutonium burning[D]. Atlanta: Georgia Institute of Technology, 2003

7 Lombardi C, Luzzi L, Padovani E, et al. Thoria and inert matrix fuels for a sustainable nuclear power [J]. PROG NUCL ENERG, 2008, 50(8): 944-953.DOI:10.1016/j.pnucene.2008.03.006.

8 陈洪生，龙冲生，肖红星. 基于弥散燃料颗粒开裂的金属基体裂纹特征模型 [J]. 原子能科学技术, 2020, 54(02): 334-339. DOI:10.7538/yzk.2019.youxian.0183

Chen Hong Sheng, Long Chong sheng, Xiao Hong Xing. Crack Characteristic Model of Metal Matrix Induced by Dispersion Fuel Particle Cracking[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2020, 54(02): 334-339.DOI:10.7538/yzk.2019.youxian.0183

9 Snelgrove J L, Hofman G L, Meyer M K, et al. Development of very-high-density low-enriched-uranium fuels [J]. NUCL ENG DES, 1997, 178(1): 119-126.DOI:10.1016/S0029-5493(97)00217-3.

10 Coulson B. Two-and three-dimensional thermal analyses of uranium/molybdenum dispersion fuel microstructures [D]. ProQuest Dissertations Publishing, 2013

11 姜馨. 弥散型燃料的等效性质及棒状元件的辐照力学行为的研究 [D]. 2009.

Jiang Xin. Study on the equivalent properties of diffuse fuels and the irradiation mechanical behavior of rod-shaped elements[D]. 2009

12 蔡维，赵云妹，龚辛，丁淑蓉，霍永忠. 弥散核燃料等效辐照肿胀计算模拟 [J]. 原子能科学技术, 2015, 第 49 卷(第 3 期): DOI:10.7538/yzk.2015.49.03.0502.

Cai Wei ,Zhao Yun Mei, Gong Xin, et al. Computational simulation of equivalent irradiation swelling of diffuse nuclear fuel [J]. Atomic Energy Science and Technology, 2015, 49(03):502-510.DOI:10.7538/yzk.2015.49.03.0502.

13 MATPRO-09, A Handbook of Materials Properties for Use in the Analysis of Light Water Reactor Fuel Rod Behavior, USNRC TREENUREG-1005, 1976.

14 Van Uffelen P, Pastore G, Di Marcello V, et al. MULTISCALE MODELLING FOR THE FISSION GAS BEHAVIOUR IN THE TRANSURANUS CODE [J]. NUCL ENG TECHNOL, 2011, 43(6): 477-488.DOI:10.5516/NET.2011.43.6.477.

15 Pastore G, Luzzi L, Di Marcello V, et al. Physics-based modelling of fission gas swelling and release in UO2 applied to integral fuel rod analysis [J]. NUCL ENG DES, 2013, 256: 75-86.DOI:10.1016/j.nucengdes.2012.12.002.

16 Suzuki M.,Saitou H.,et al.,Light Water Reactor Fuel Analysis Code FEMAXI-7;Model and Structure,JAEA-Date/Code2013-005(2013)

17 Suzuki, M., Udagawa, Y., & Saitou, H. (2011). Light water reactor fuel analysis code FEMAXI-7; model and structure.

18 Laux D, Baron D, Despaux G, et al. Determination of high burn-up nuclear fuel elastic properties with acoustic microscopy [J]. J NUCL MATER, 2012, 420(1): 94-100.DOI:10.1016/j.jnucmat.2011.09.010.